N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 5130

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES – Physique

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

par

Mlle A.M. DELPLACE

pour obtenir le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : *Etude de l'instabilité de l'enveloppe de l'étoile Be HD 37202 ζ Tauri.*

Soutenue le 5 Décembre 1970 devant la Commission d'Examen.

M.	SCHATZMAN	Président
M.	PECKER	Examinateur
Mme	HERMAN	«
Mme	DOAZAN	«

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 5130

ARTICLE PRINCIPAL

recouvrant en partie

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES – Physique

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

par

Mlle A.M. DELPLACE

pour obtenir le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : *Etude de l'instabilité de l'enveloppe de l'étoile Be HD 37202 ζ Tauri.*

Soutenue le 5 Décembre 1970 devant la Commission d'Examen.

M.	SCHATZMAN	Président
M.	PECKER	Examinateur
Mme	HERMAN	«
Mme	DOAZAN	«

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550207_0038

Astron. & Astrophys. 7, 459—472 (1970)

Étude de l'instabilité de l'enveloppe de l'étoile Be HD 37202 ζ Tauri. II

A. M. Delplace
Observatoire de Meudon

Reçu le 30 avril 1970

Instabilities in the Envelope of the Be Star HD 37202 ζ Tau. II

In 1970 — 67 radial velocities, profiles, equivalent widths of the lines of the shell star ζ Tauri and the electron density in the lower layers of hydrogen show a slow pseudo-periodic variation of about 7 years. The pulsation of the envelope is instigated by instability of the inner layers. During every active phase of these layers, fast variations in the radial velocities of the He I, Mg II and metallic lines are observed and violet satellite lines appear.

Changes in the number of visible Balmer lines show that the electron density changes by about a factor 8 in the outer envelope during the 7 years period. At the same time changes in the equivalent widths and profiles of lines of H, Na I and Ca II indicate a parallel change in density of the material in the outer envelope. The variation of the emission Hα and Hβ profiles is closely connected with the motion of the envelope. The emission Balmer decrement is 3.6.

Key words: ζ Tauri — unstable shell star — profiles — emission lines — Balmer decrement

Introduction

L'étoile B à émission, ζ Tauri, était connue jusqu'en 1950 comme binaire spectroscopique de période 132,91 j. possédant une enveloppe absorbante ou "shell". Losh (1932), Lockyer (1935), Hynek et Struve (1942) et Underhill (1952) ont montré que cette "shell" présentait de façon irrégulière des fluctuations de vitesse radiale et des variations spectrales que l'on pouvait attribuer à des mouvements d'enveloppe.

Depuis 1957, des variations très importantes de vitesse radiale des raies d'enveloppe, allant de — 80 km/s à + 100 km/s, ont été observées par différents auteurs, Hack, Gökgöz *et al.* (1962—1963), Aydin *et al.* (1964), Herman et Duval (1961, 1963a, 1963b), Delplace (1966—1968) et van der Wel (1970). En particulier, l'auteur a mis en évidence le caractère pseudo-périodique de la pulsation de l'enveloppe dont le maximum d'amplitude semble avoir été atteint ces dernières années. (La liste des clichés étudiés et les mesures des vitesses radiales des raies d'enveloppe sont données dans les tableaux 1, 2, 3, 5 de l'article I, Delplace, 1970.) En effet, en 1960 — 1967 la vitesse de l'enveloppe oscille autour d'une valeur moyenne de + 20 km/s, avec une amplitude de 60 km/s; cette instabilité est étroitement liée à des phases d'activité temporaires de l'enveloppe interne:

— à la phase $\phi = 0{,}350$ les couches profondes entourant l'étoile s'opposent à la retombée de l'enveloppe externe,

— à la phase ϕ 0,500 les couches internes sont suffisamment actives pour provoquer l'expansion de toute l'enveloppe.

Cette deuxième phase a d'ailleurs fait l'objet d'une étude récente à grande dispersion par van der Wel (1970).

Dans le présent article, notre but n'a pas été de faire une étude quantitative des profils de raies dans une atmosphère en mouvement. En effet, nous ne savons pas comment la géométrie, la dynamique de l'enveloppe et les écarts à l'E.T.L. affectent les populations des niveaux, les profils et les largeurs équivalentes des raies.

Nous avons principalement cherché à établir des relations entre 1) les variations de vitesses radiales que nous avions mises en évidence [article I] et 2) les changements des profils de raies observés, ainsi que les variations de paramètres physiques comme la densité électronique.

Nous avons comparé, d'autre part, les variations des profils des raies d'émission H α et H β pendant la pseudo-période de 1960 — 1967, puis établi une corrélation entre ces profils et la cinématique de l'enveloppe. Enfin, nous avons déterminé la valeur

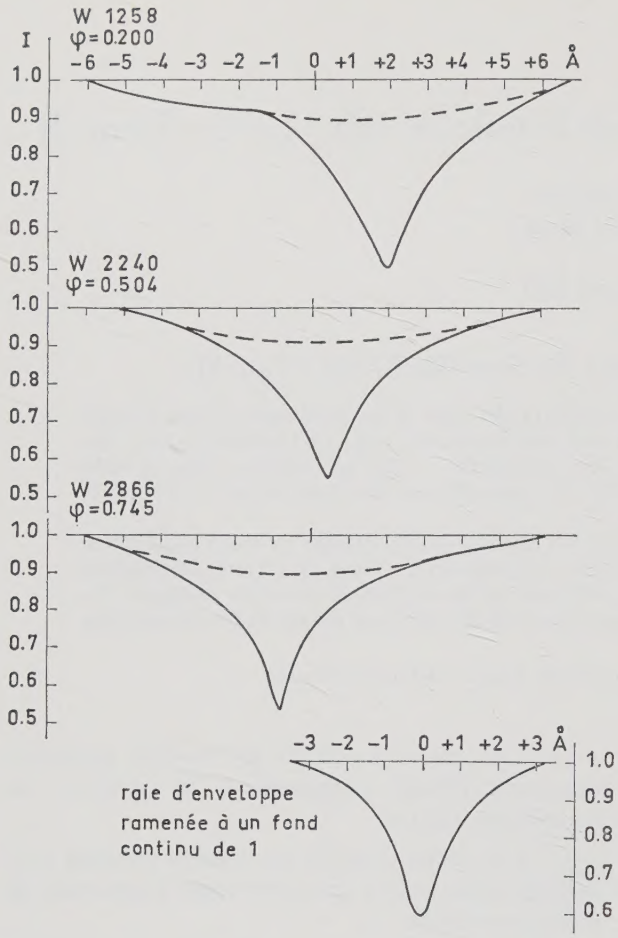

Fig. 1. Profils de la raie He I λ 5876 Å. ..... raie photosphérique, ——— raie d'enveloppe

du décrément Balmer en émission, afin de calculer ultérieurement les dimensions de l'enveloppe.

Forme de l'enveloppe

Si nous adoptons l'hypothèse de Struve, l'enveloppe se présente sous forme d'anneau équatorial très étendu entourant l'étoile. Nous supposons alors que l'éjection de matière, qui crée cette atmosphère, est liée à une forte rotation suivie d'une instabilité du corps de l'étoile. La présence d'une enveloppe absorbante ou "shell" indique que le système est vu sous un angle de visée assez important ($\sin i \neq 1$).

L'épaisseur de l'anneau équatorial qui schématise l'enveloppe est supposée de l'ordre de grandeur du diamètre stellaire. Les raies d'absorption se forment alors dans un tube applati de dimensions finies; les raies d'émission viennent de couches concentriques entourant l'étoile.

I. Étude des profils — Variation de l'enveloppe absorbante

Les raies d'absorption de l'enveloppe présentent des variations d'intensité importantes pendant la pseudo-période de 7 ans, que nous avons établie par l'étude des vitesses radiales. Les couches externes où prennent naissance les raies d'hydrogène, de sodium et de calcium sont les plus sensibles à cette variation.

a) Enveloppe interne
Étude des profils des raies de He I *et de* Mg II

Les raies du triplet $2^3P - n^3D$ He I, $\lambda\lambda$ 4026, 4471, 5876, et la raie Mg II λ 4481 se forment à la fois dans la photosphère de l'étoile et dans l'enveloppe interne. La dissymétrie des profils observés semble due principalement à la différence de vitesse radiale entre l'étoile et les couches absorbantes de l'atmosphère (Fig. 1), Section I.

Afin de déterminer la contribution de l'enveloppe, nous avons isolé le profil de la raie photosphérique de ζ Tauri en le comparant à celui de l'étoile standard λ Eri; les raisons de ce choix ont été expliquées dans [I]. Toutes nos mesures sont relatives à la raie de l'enveloppe dont nous avons tracé le profil par rapport à un fond continu unitaire. Nous avons mesuré les largeurs équivalentes W_λ et les profondeurs centrales R_c des différentes raies de He I et de Mg II pour diverses phases de la pseudo-période (Tableau 1).

L'étude des profils montre que la composante d'enveloppe de la raie λ 4026 est à peine visible, celle de la raie λ 4471 est faible, mais mesurable, par contre, celle de la raie λ 5876 est extrêmement forte. La force d'oscillateur de la raie λ 5876 ($gf = 0{,}623$), qui est beaucoup plus grande que celle des raies $\lambda\lambda$ 4026 et 4471, pourrait expliquer l'intensité de cette raie.

Comparativement à la raie d'enveloppe de He I λ 4471, celle de Mg II λ 4481 est assez intense.

Les profils des composantes d'enveloppe sont en général symétriques; il est possible que les couches responsables de leur formation soient trop minces pour déceler un gradient de vitesse. Nous donnons dans le Tableau 2 les valeurs moyennes de la largeur équivalente et de la profondeur centrale; leurs variations sont faibles, elles ne semblent pas significatives.

Tableau 1. *Variation de la profondeur centrale R_c et de la largeur équivalente W_λ des raies* He I *λλ 4471 et 4026,* Mg II *λ 4481 en fonction de la phase de la pseudo-période*

Cliché	Cycle (132,91 j.)	Phase ps. période	R_c 4471	R_c 5876	R_c 4481	W_λ 4471	W_λ 5876	W_λ 4481
W 1009	163,95	0,147	—	—	—	—	—	0,25
1067	164,15	0,157	0,22	—	0,09	0,50	—	—
1088	164,52	0,176	0,18	—	—	0,44	—	—
1107	164,55	0,178	—	—	—	—	—	0,19
1125	164,61	0,181	0,22	—	—	0,33	—	—
1258	165,11	0,208	—	0,44	—	—	1,11	—
1714	167,25	0,320	0,12	—	—	0,29	—	—
1859	168,40	0,381	0,10	—	0,13	0,33	—	0,36
1874	168,49	0,385	0,10	—	—	0,25	—	0,27
1887	168,53	0,388	0,11	—	—	0,27	—	—
1891	168,55	0,388	0,12	—	0,11	—	—	—
1950	169,51	0,439	0,07	—	—	0,20	—	—
1980	169,56	0,442	0,11	—	—	0,28	—	—
2076	170,06	0,468	0,10	—	—	0,28	—	—
2096	170,12	0,471	0,07	—	0,11	0,18	—	0,25
2135	170,27	0,479	0,07	—	—	0,23	—	—
2148	170,30	0,481	0,11	—	0,10	0,27	—	0,24
2163	170,32	0,482	—	—	—	—	0,88	—
2176	170,33	0,482	0,08	—	—	0,21	—	—
2229	170,79	0,506	0,11	—	0,10	0,25	—	—
2231	170,79	0,506	0,12	—	—	0,21	—	—
2240	170,82	0,507	—	0,40	—	—	1,05	—
2383	172,12	0,576	0,14	—	0,11	0,22	—	0,29
2387	172,16	0,579	—	0,40	—	—	0,92	—
2420	172,57	0,600	0,10	—	—	0,17	—	—
2428	172,73	0,608	0,11	—	—	0,25	—	—
2429	172,76	0,610	0,11	—	—	0,16	—	—
2430	172,78	0,611	0,10	—	—	0,21	—	—
2510	172,97	0,621	0,11	—	0,10	0,26	—	—
2559	173,24	0,635	0,14	—	—	0,25	—	—
2626	173,52	0,650	—	0,59	—	—	1,05	—
2627	173,52	0,650	0,13	—	—	0,26	—	—
2638	173,53	0,650	—	0,44	—	—	1,00	—
2639	173,53	0,650	0,08	—	—	0,20	—	—
2642	173,54	0,651	0,11	—	—	0,25	—	—
2797	175,24	0,740	0,11	—	—	0,25	—	—
2819	175,26	0,741	0,07	—	—	0,22	—	—
2857	175,47	0,752	0,08	—	0,11	0,26	—	0,27
2858	175,47	0,752	—	0,31	—	—	0,87	—
2880	175,48	0,753	0,05	—	—	0,19	—	—
2889	175,49	0,754	0,05	—	—	0,16	—	—
2894	175,51	0,754	0,02	—	—	0,10	—	—
2909	175,53	0,755	—	0,37	—	—	1,10	—
2910	175,53	0,755	0,06	—	—	0,14	—	—
2944	175,97	0,778	0,04	—	0,10	0,13	—	0,28
3003	176,28	0,795	0,06	—	—	0,19	—	—
3012	176,30	0,797	—	—	—	0,23	—	—
3019	176,33	0,798	0,04	—	—	0,18	—	—
3161	177,70	0,869	—	—	0,14	—	—	—
3226	177,75	0,872	0,07	—	—	0,18	—	—
3287	178,37	0,905	0,04	—	—	0,18	—	—
3292	178,39	0,906	0,08	—	—	0,21	—	0,28
3505	179,43	0,961	—	—	—	—	—	0,30

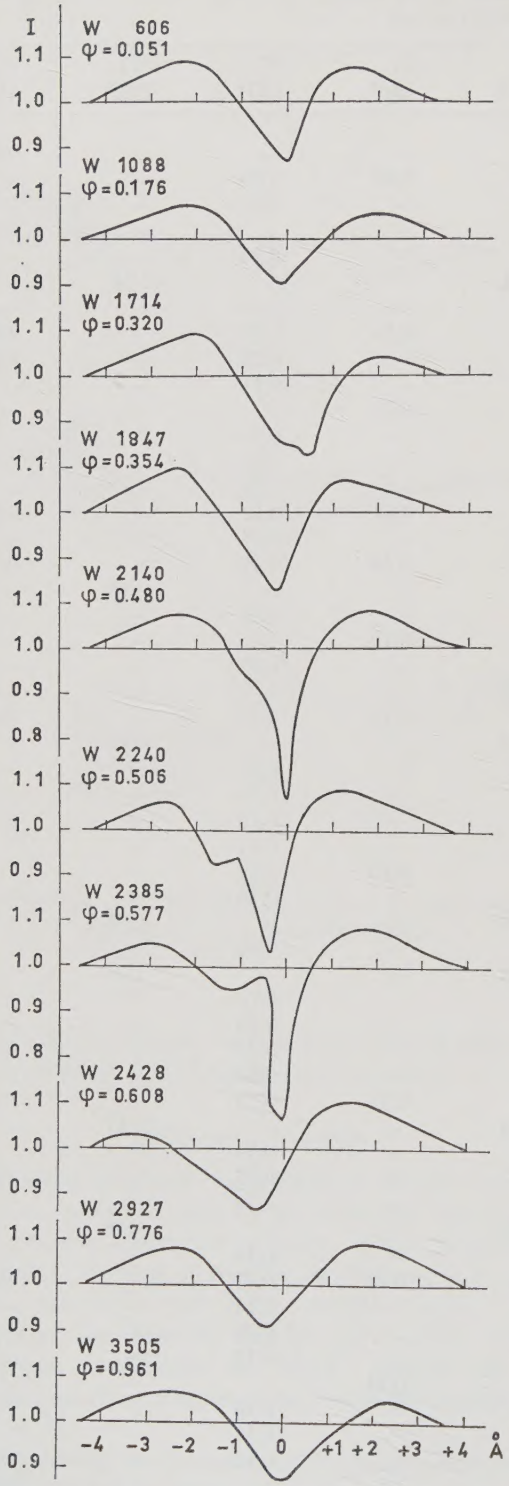

Fig. 2. Variation du profil de la raie de Fe II λ 4583 Å en fonction de la phase ϕ de la pseudo-période

Tableau 2. *Valeur moyenne de la profondeur centrale R_c et de la largeur équivalente W_λ des raies d'enveloppe de* He I $\lambda\lambda$ 4471, 5876 *et de* Mg II λ 4481

He I λ 4471	$R_c = 0.08$	$W_\lambda = 0.19$ Å
λ 5876	$R_c = 0.40$	$W_\lambda = 0.92$ Å
Mg II λ 4481	$R_c = 0.11$	$W_\lambda = 0.25$ Å

b) Enveloppe métallique

Pendant la phase de contraction de l'enveloppe et au début de la phase d'expansion, les profils des raies métalliques sont asymétriques, l'aile violette étant plus dégradée que l'aile rouge (Fig. 2). Aux phases «clé» $\phi = 0{,}350$ et $\phi = 0{,}600$, que nous avons décelées par l'étude des vitesses radiales, les raies présentent des composantes satellites violettes, traduisant un mouvement d'expansion pour les couches métalliques, alors que l'enveloppe supérieure est en récession ou stationnaire.

Au maximum de la phase d'expansion ($\phi = 0{,}750$) l'absorption de l'enveloppe métallique a beaucoup diminué, les profils deviennent simples et symétriques.

Les raies les plus intenses du fer ionisé $\lambda\lambda$ 4233, 4549, 4583, 4629, présentent des ailes en émission. Nous avons constaté que la largeur à la base du profil d'émission restait constante et nous avons émis l'hypothèse que l'émission des couches métalliques variait peu. A partir du tracé des ailes, nous avons essayé d'extrapoler le profil de cette composante en émission. La partie centrale du profil d'émission des raies de Fe II se superpose assez bien au profil théorique de Su Huang et Struve (1953) correspondant à une rotation de 250 km/s. Les ailes du profil théorique sont un peu plus étendues que les ailes d'émission observées (Fig. 3). Ceci peut s'expliquer par exemple de la façon suivante: il existe, pour un profil d'émission formé dans une atmosphère en mouvement, un effet «d'écran» décrit par Chandrasekhar (1934), dû au fait que quelques surfaces d'égales vitesses radiales sont partiellement ou totalement masquées par le corps opaque de l'étoile. Il est certain que cette détermination du profil d'émission des raies de Fe II n'est pas tout à fait satisfaisante, mais elle nous permet néanmoins d'estimer une largeur équivalente de la composante en absorption de ces raies.

L'absorption centrale R_c des raies métalliques varie en fonction de la pseudo-période et présente une valeur maximale au voisinage de la phase 0,600, juste après l'apparition des raies satellites violettes (Fig. 2, Tableau 3). Cette variation est moins im-

Tableau 3. *Variation de la profondeur centrale R_c et de la largeur équivalente W_λ des raies de* Fe II, *présentant de l'émission, en fonction de la phase de la pseudo-période*

Cliché	Phase	R_c 4629	R_c 4583	R_c 4549	R_c 4233	W_λ 4629	W_λ 4583	W_λ 4549	W_λ 4233
W 606	0,051	—	0,26	0,34	0,21	—	0,46	—	0,45
747	0,078	0,19	0,25	0,24	0,25	0,48	0,48	0,57	0,52
1088	0,176	0,19	0,22	0,23	0,17	0,56	0,54	0,56	0,41
1714	0,317	0,22	0,26	0,28	0,19	—	0,58	0,69	0,43
1768	0,338	0,21	0,29	0,35	0,32	0,44	0,46	0,76	—
1847	0,350	0,21	0,29	0,32	0,24	0,54	0,54	—	—
1859	0,377	—	0,32	0,32	0,27	—	—	—	—
1864	0,377	—	0,30	0,29	0,30	0,59	0,61	—	—
1867	0,378	0,24	0,31	0,32	0,30	—	0,70	—	—
1880	0,382	—	0,32	0,29	0,30	—	—	—	—
1887	0,384	0,27	0,35	0,35	0,27	0,63	0,67	—	—
1888	0,384	0,22	0,34	0,33	0,27	—	—	—	—
1897	0,385	0,23	0,36	0,38	0,39	—	—	—	—
1950	0,435	0,22	—	—	0,28	0,60	0,62	0,57	0,43
2012	0,444	0,25	0,35	0,35	0,30	0,59	—	—	0,49
2076	0,463	—	0,38	0,33	0,36	—	0,56	0,66	—
2135	0,473	0,29	0,36	0,36	0,36	—	0,56	0,66	—
2140	0,475	0,24	0,40	0,40	0,36	0,52	0,64	0,57	0,56
2148	0,476	0,28	0,35	0,35	0,31	—	—	0,47	—
2176	0,477	—	0,40	—	0,31	—	—	—	0,52
2229	0,501	0,28	—	0,45	0,34	0,58	—	0,65	0,46
2231	0,501	0,25	—	0,32	—	0,46	0,54	—	—
2381	0,571	0,28	0,40	0,38	0,41	—	0,81	—	—
2385	0,572	0,31	0,43	0,44	0,41	—	0,70	—	0,53
2420	0,594	—	0,45	0,45	—	—	0,81	—	—
2427	0,597	0,27	0,40	0,41	—	—	0,76	—	—
2428	0,602	0,24	—	—	0,26	—	0,62	—	—
2504	0,613	0,25	0,32	0,32	—	—	—	—	—
2559	0,629	—	—	—	0,26	—	—	—	—
2627	0,643	0,25	0,29	0,29	—	—	—	—	—
2639	0,644	—	0,28	0,28	0,21	—	0,58	—	—
2642	0,644	—	0,31	0,36	—	—	0,59	—	—
2797	0,733	—	—	—	0,19	—	0,58	—	—
2819	0,734	0,22	0,22	0,21	0,19	—	0,58	—	—
2846	0,745	0,19	0,23	0,24	0,20	0,51	—	—	—
2880	0,746	0,20	0,21	0,23	—	—	—	0,57	—
2889	0,747	0,22	0,22	0,25	—	—	—	—	—
2894	0,748	0,20	0,23	0,25	0,19	—	—	0,57	—
2910	0,750	0,24	0,23	0,20	—	—	0,49	0,60	—
2927	0,769	0,21	0,22	0,24	—	0,54	—	0,49	—
2935	0,770	—	0,21	0,25	0,20	0,48	0,47	0,49	0,40
2944	0,772	0,21	0,23	0,25	0,19	—	0,58	0,52	—
2999	0,786	0,19	0,24	0,25	—	0,50	0,60	—	0,36
3012	0,788	0,21	0,18	0,20	0,19	—	—	0,44	—
3019	0,790	0,21	0,20	0,20	—	—	—	—	—
3226	0,872	0,21	0,30	0,26	0,15	0,52	0,66	0,53	0,37
3287	0,905	0,18	0,22	0,21	0,15	0,47	0,61	0,63	0,31
3505	0,961	0,19	0,22	0,24	0,17	0,62	0,56	0,67	0,43

portante pour les raies qui ne présentent pas d'émission (Ti II, Ni II, Fe II, Si II) sauf pour les raies Si II λλ 6347 et 6371 dont nous reparlerons ci-dessous (Tableaux 4a, b). La largeur équivalente W_λ semble constante (Tableau 3), l'écart quadratique T à la valeur moyenne W_i, $T = \frac{1}{n}\,[(W_i \equiv W)^2]^{1/2}$, est de l'ordre de grandeur de la précision des mesures et de la qualité des spectres obtenus.

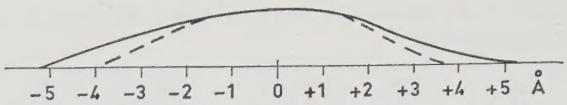

Fig. 3. Comparaison du profil d'émission de la raie de Fe II λ 4629 Å avec un profil de rotation de 250 km/s. ..... profil d'émission, ——— profil de rotation

Ce sont les profils et les vitesses des raies métalliques qui nous renseignent au mieux sur les époques d'activité des couches entourant l'étoile. L'instabilité des couches internes est à l'origine de l'expansion de l'enveloppe: à chaque phase importante, on observe des variations rapides de vitesses radiales et l'apparition de raies satellites violettes. Pringle et Mac Namara (1962) ont observé des phénomènes analogues pendant la phase d'expansion de 1958—1959 notée par Hack (1962). Ces auteurs ont mesuré les vitesses radiales des raies d'absorption métalliques. Ils ont trouvé une différence de vitesse entre les raies situées en-dessous de la limite de la série de Balmer et celles situées au-dessus de celle-ci.

Tableau 4a. *Variation de la profondeur centrale R_c des raies de* Fe II *ne présentant pas d'émission, en fonction de la phase de la pseudo-période*

Cliché	Phase	4596	4555	4522	4515	4508	4416	4351	4303	4179	4173
W 748	0,077	0,09	0,11	0,14	0,11	0,11	0,13	0,12	0,05	0,14	0,14
1088	0,175	0,09	0,16	0,16	0,10	0,15	0,13	0,21	0,16	0,15	0,12
1847	0,350	0,09	0,15	0,18	0,11	0,13	0,14	0,21	0,14	0,15	0,15
1874	0,354	0,10	0,16	0,19	0,15	0,20	0,17	0,23	0,16	0,17	0,17
2096	0,465	0,11	0,22	0,23	0,18	0,25	0,17	0,24	0,17	0,18	0,18
2148	0,475	0,10	0,17	0,22	0,16	0,23	0,18	0,26	0,22	0,18	0,21
2229	0,501	0,09	0,17	0,20	0,13	0,15	0,18	0,23	0,19	0,20	0,17
2381	0,571	0,10	0,19	0,23	0,18	0,22	0,21	0,26	0,16	0,21	0,20
2390	0,575	0,12	0,21	0,23	0,20	0,27	0,15	0,29	0,21	0,19	0,17
2504	0,613	0,11	0,15	0,18	0,14	0,19	0,19	0,23	0,13	0,15	0,13
2510	0,616	0,12	0,14	0,17	0,13	0,16	0,14	0,24	0,14	0,15	0,15
2642	0,644	0,10	0,20	0,14	0,13	0,14	0,13	0,16	0,11	0,13	0,13
2846	0,745	0,07	0,09	0,11	0,11	0,14	0,16	0,14	0,09	0,12	0,15
2999	0,786	0,07	0,14	0,11	0,11	0,18	0,14	0,16	0,14	0,18	0,17
3287	0,896	0,07	0,14	0,13	0,09	0,11	0,14	0,13	0,08	0,10	0,09
3311	0,910	0,08	0,13	0,13	0,15	—	0,14	0,18	0,10	0,12	0,17
3505	0,951	0,09	0,17	0,14	0,16	0,13	0,14	0,13	0,10	0,15	0,15

Tableau 4b. *Variation de la profondeur centrale des raies de* Cr II, Ti II, Si II, Ca II, *en fonction de la phase de la pseudo-période*

Cliché	Phase	Cr II 4588	Cr II 4558	Ti II 4572	Ti II 4300	Si II 4130	Si II 4128	Si II 3856	Ca II 3933
W 748	0,077	0,11	0,09	0,09	—	0,15	0,15	0,18	0,26
1088	0,175	0,12	0,12	0,11	0,08	0,18	0,15	0,16	0,44
1847	0,350	0,09	0,14	0,09	0,09	—	—	—	—
1874	0,354	0,10	0,12	0,07	0,08	0,22	0,18	0,25	0,16
2096	0,465	0,11	0,13	—	0,05	0,20	0,19	0,26	0,54
2148	0,475	0,09	0,12	0,09	0,09	0,22	0,20	0,26	0,58
2229	0,501	0,07	0,09	0,08	0,07	0,25	0,21	0,26	0,52
2381	0,571	0,10	0,09	0,08	0,07	0,20	0,16	0,21	0,65
2390	0,575	0,14	0,10	0,10	0,06	0,24	0,19	0,15	0,64
2504	0,613	0,08	—	0,08	0,05	0,19	0,14	0,22	0,55
2510	0,616	0,12	—	0,07	0,10	0,18	0,16	0,17	0,50
2638	0,644	0,07	0,12	—	0,08	0,18	0,13	—	—
2846	0,745	0,09	—	0,06	0,06	0,14	0,17	0,16	0,24
2999	0,786	0,08	0,12	0,08	0,07	0,14	0,13	0,14	0,22
3287	0,896	0,06	0,08	0,09	0,07	0,10	0,08	0,08	0,19
3311	0,910	0,08	0,05	0,08	0,06	0,12	0,09	0,14	0,22
3505	0,951	0,08	0,10	0,10	0,12	0,12	0,09	0,21	0,22

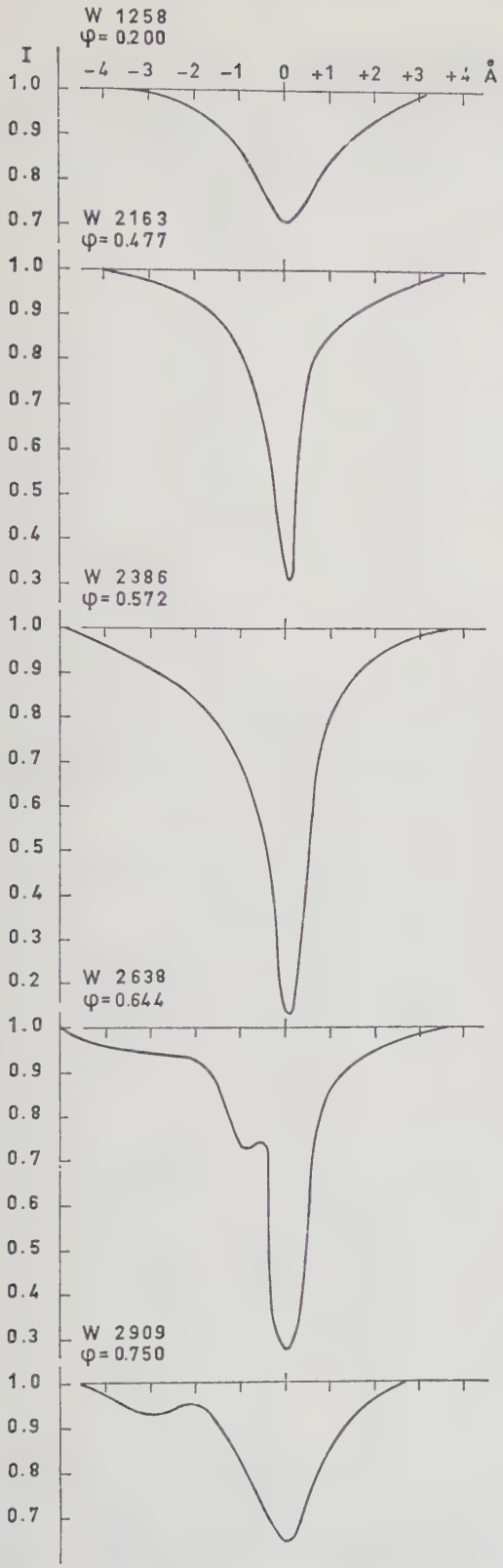

Fig. 4a. Variation du profil de la raie de Na I λ 5890 Å en fonction de la phase ϕ de la pseudo-période

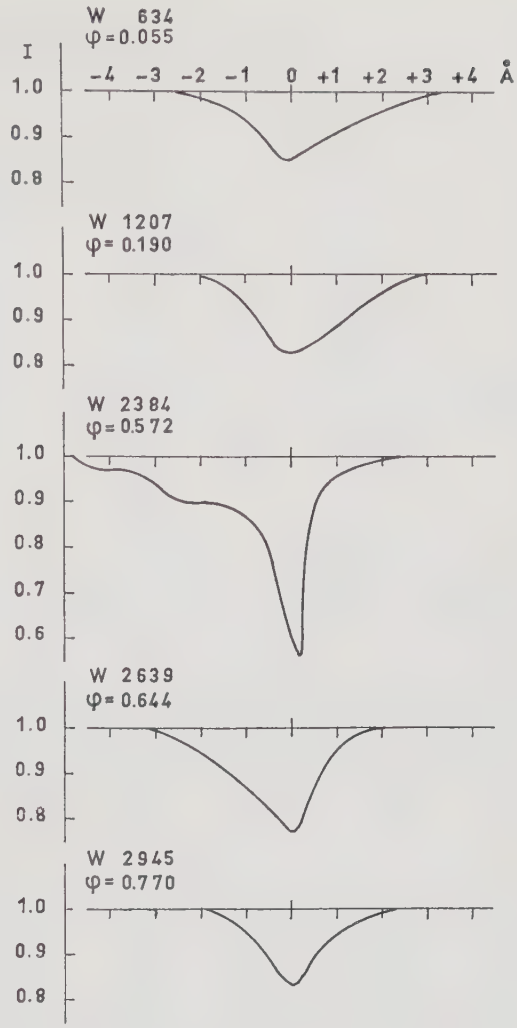

Fig. 4b. Variation du profil de la raie de Si II λ 6371 Å en fonction de la phase ϕ de la pseudo-période

raies métalliques $\lambda > 3647$ Å $v \# -50$ km/s ,

$\lambda < 3647$ Å $v \# -10$ km/s ,

raies d'hydrogène $v \# -15$ km/s .

Cette différence de vitesse entre les raies d'un même élément peut s'expliquer par le fait que celles situées en-dessous du continu Balmer se forment plus haut dans l'atmosphère.

c) Enveloppe externe

La force des raies d'absorption d'hydrogène varie fortement avec la pseudo-période (Tableau 5). Les raies sont fines et profondes pendant la phase de

Tableau 5. *Variation de la largeur équivalente des raies d'enveloppe des membres supérieurs de la série de Balmer en fonction de la phase Φ de la pseudo-période*

H	W 1125 $\Phi = 0{,}18$	W 1714 $\Phi = 0{,}32$	W 1874 $\Phi = 0{,}39$	W 2229 $\Phi = 0{,}51$	W 2910 $\Phi = 0{,}76$	W 3292 $\Phi = 0{,}91$
13	0,47	0,70	1,13	—	0,47	—
14	0,40	0,57	0,95	0,72	0,62	—
15	0,42	0,58	0,98	0,66	0,52	0,56
16	0,42	0,53	1,13	0,65	0,41	0,53
17	—	0,54	1,06	0,64	0,50	0,50
18	0,50	0,71	1,05	0,72	0,57	0,40
19	0,41	0,62	0,93	0,62	0,55	0,34
20	0,35	0,61	0,85	0,61	0,47	0,33
21	0,30	0,55	0,76	0,58	0,41	0,28
22	0,25	0,50	0,66	0,59	0,36	0,21
23	0,20	0,35	0,47	0,36	0,31	0,18
24	0,17	0,31	0,40	0,34	0,24	0,19
25	0,12	0,23	0,37	0,33	0,24	0,12
26	0,10	0,26	0,30	0,27	0,20	—
27	0,08	0,17	0,17	0,26	0,10	—
28	0,06	0,11	—	0,18	0,08	—
29	—	0,07	—	—	0,05	—

Tableau 6. *Variation de la profondeur centrale R_c des raies d'enveloppe* H *7*, H *8 et* H *10 en fonction de la phase de la pseudo-période*

Clichés	Phase	R_c H 7	R_c H 8	R_c H 10
W 606	0,046	0,57	0,45	0,59
748	0,077	0,60	0,52	0,47
1088	0,175	0,56	0,61	0,41
1847	0,350	0,95	0,94	0,91
2096	0,465	0,88	0,88	0,87
2148	0,476	0,90	0,94	0,91
2229	0,501	0,83	0,79	0,75
2383	0,572	1,00	1,00	1,00
2390	0,575	1,00	1,00	1,00
2504	0,613	0,89	0,89	0,89
2846	0,745	0,66	0,70	0,49
2999	0,786	0,67	0,67	0,42
3287	0,896	0,17	0,27	0,13
3311	0,910	0,28	0,40	0,33
3505	0,951	0,24	0,33	0,22

contraction et au début de la phase d'expansion; aux phases «clé» la profondeur centrale est voisine de l'unité. Vers le maximum de la phase d'expansion elles s'affaiblissent, la profondeur centrale n'est plus que de 0,30 pour $0{,}77 < \Phi < 1{,}00$ (Tableau 6). Ces raies sont très sensibles aux écarts à l'E.T.L., l'absorption est d'autant plus importante que la densité électronique est faible. Pendant l'expansion de l'enveloppe, la présence d'un gradient de vitesse dans les couches d'hydrogène augmente la probabilité d'échappement des photons dans les raies et l'épaisseur optique de ces couches diminue (Sobolev, 1960).

Ce sont les raies de résonance de Na I et de Ca II, situées dans l'enveloppe la plus froide, qui présentent les variations les plus remarquables de profils. Cette caractéristique existe aussi pour les deux raies $\lambda\lambda$ 6347 et 6371 de Si II dont le niveau d'excitation est le niveau fondamental $4\,^2S$. Ces particularités ont été étudiées par van der Wel (1970). Nos observations à des époques sensiblement identiques (Tableau 4b, 7, Fig. 4a, b) confirment les résultats de cet auteur: en 1964 on note un renforcement des raies d'absorption de Ca II (H et K), de Na I et de Si II, alors que la densité électronique est faible; en 1966 apparaissent des raies satellites violettes (cliché W 2638). Les largeurs équivalentes des raies de résonance et des raies Si II $\lambda\lambda$ 6347 et 6371 sont deux fois plus grandes en 1964 qu'en 1966, la profondeur centrale des raies de Na I est alors voisine de l'unité et leur profil est considérablement élargi à la base.

En conclusion, les éléments situés dans l'enveloppe interne (He I, Mg II, métaux) nous renseignent: 1) sur les mouvements de l'enveloppe (variation pseudo-périodique des vitesses radiales et des profils des raies d'enveloppe), 2) sur l'activité des couches voisines de la photosphère (variation rapide des

vitesses radiales et apparition de raies satellites violettes aux phases 0,350 et $0{,}500 < \phi < 0{,}650$).

Les éléments situés dans l'enveloppe externe (H, Na, Ca II) sont, en outre, beaucoup plus sensibles aux variations des paramètres physiques et aux écarts à l'E.T.L.

II. Analyse de l'atmosphère

1) Variation de la densité électronique

Pendant la pseudo-période de 7 ans nous avons constaté que le nombre quantique de la dernière raie Balmer visible due à l'enveloppe, variait de $n_m = 24$ à $n_m = 37$. Cette valeur n_m a été donnée, pour chaque cliché étudié, dans le Tableau 2 de l'article I. Nous l'avons portée sur la Fig. 5 en fonction du temps. Les causes d'élargissement des profils de raies sont la variation de la densité électronique ou la turbulence.

Le nombre n_m augmente vers la fin de la phase de contraction ($\phi = 0{,}35$) et au début de la phase d'expansion ($0{,}50 < \phi < 0{,}65$). Nous avons montré que, tant du point de vue des vitesses radiales que des profils de raies, ces phases correspondaient à une période d'activité des couches profondes de l'atmosphère responsables du phénomène de pulsation. Les écarts importants à l'E.T.L. relevés dans les couches externes de l'enveloppe pendant ces phases, et qui se traduisent par une forte augmentation des largeurs équivalentes W_λ des raies d'hydrogène en particulier, ne sont pas liés à un phénomène de turbulence, mais à une diminution de la densité électronique N_e.

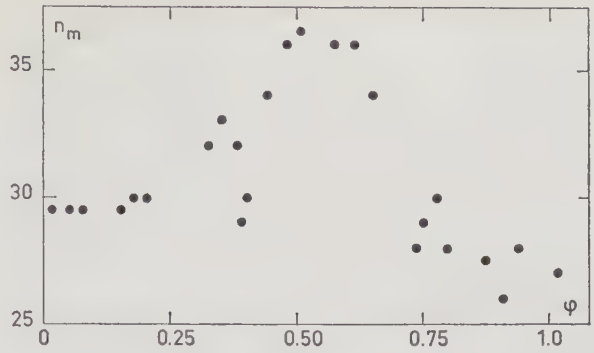

Fig. 5. Variation du nombre quantique n_m de la dernière raie Balmer visible en fonction de la phase Φ de la pseudo-période

En effet, si la turbulence était la principale cause d'élargissement des profils, les ailes des raies de Balmer se recouvriraient rapidement et le nombre n_m de raies visibles diminuerait. Or c'est le phénomène inverse que nous observons.

La relation d'Inglis-Teller permet de déterminer une limite supérieure de la densité électronique à la base de l'enveloppe d'hydrogène

$$\log N_e = 23{,}26 - 7{,}5 \log n_m \,.$$

La densité électronique est minimale ($N_e = 4{,}3\ 10^{11}$) pendant l'activité des couches internes qui freine la phase de contraction et provoque l'expansion. Elle devient maximale ($N_e = 3\ 10^{12}$) lorsque cette activité cesse, alors l'expansion s'arrête et l'enveloppe retombe sur l'étoile.

Tableau 7. *Variation de la profondeur centrale R_c et de la largeur équivalente W_λ des raies de* Na I *λλ* 5896, 5890 *et de* Si II *λλ* 6371, 6347 *en fonction de la phase de la pseudo-période*

Cliché	Phase	R_c 5896	R_c 5890	R_c 6371	R_c 6347	W_λ 5896	W_λ 5890	W_λ 6371	W_λ 6347
W 634	0,055	—	—	—	—	—	—	0,37	0,39
747	0,077	—	—	0,19	0,21	—	—	0,42	0,40
1207	0,190	—	—	—	—	—	—	0,41	—
1258	0,200	0,26	0,30	0,18	—	0,73	0,75	—	—
2163	0,477	0,60	0,70	—	—	0,97	1,24	—	—
2240	0,504	0,54	0,60	0,14	0,17	0,71	0,90	—	—
2384	0,572	0,60	0,88	0,44	0,48	1,37	1,75	0,72	0,78
2626	0,643	—	—	—	—	1,07	1,35	—	—
2638	0,644	0,60	0,75	0,25	0,35	1,12	1,35	—	—
2866	0,745	0,20	0,30	0,16	0,19	0,51	0,74	—	0,41
2909	0,750	0,36	0,39	—	—	0,59	0,79	—	—
2945	0,770	—	—	—	—	—	—	0,26	0,34

2) Variation du nombre d'atomes absorbants $N_{0,2}H$ dans l'enveloppe

Nous avons observé, pour l'ensemble des raies de Balmer, une forte variation de largeur équivalente et de profondeur centrale en fonction du temps (Tableaux 5,6). Ce phénomène semble étroitement corrélé à la variation de densité électronique. Aux phases ($0{,}00 < \phi < 0{,}20$ et $0{,}77 < \phi < 1{,}00$) où la densité électronique est élevée, la largeur équivalente des raies d'enveloppe d'hydrogène (clichés W 1125, 3292) présente une valeur minimale et la profondeur centrale est faible.

Dans l'approximation très schématique d'un tube absorbant, l'intensité centrale $I_{\nu c}$ d'une raie est fonction de l'épaisseur optique $\tau_{\nu c}$ d'après la relation suivante

$$\frac{I_{\nu c}}{I_0} = e^{-\tau_{\nu c}} \cdot$$

Aux phases considérées, la profondeur centrale est $< 0{,}30$ et l'épaisseur optique $\tau_{\nu c} \ll 1$ pour $n > 18$. Dans ces conditions, nous pouvons estimer le nombre d'atomes absorbants $N_{0,2}H$ efficaces au 2° niveau, situés dans l'enveloppe au-dessus de 1 cm² de l'atmosphère, à l'aide de la relation donnée par Unsöld (1954)

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} g f \lambda^2 N_{0,2}H$$

où W_λ représente la largeur équivalente des raies d'enveloppe d'hydrogène rapportée à un fond continu égale à l'unité.

Dans le Tableau 8, nous avons porté les valeurs de $\log N_{0,2}H$ calculées en fonction du nombre quantique de la raie. Lorsque n augmente, $\log N_{0,2}H$ tend vers une valeur limite, on peut alors considérer que les membres élevés de la série de Balmer se forment dans une couche mince. En fait, à cause du recouvrement des ailes des raies, nous ne déterminons qu'une limite inférieure de ce nombre qui correspond au palier de la courbe $\log N_{0,2}H = f(n_m)$.

On trouve

$$\log N_{0,2}H = 15{,}80, \text{ pour } 0{,}775 < \phi < 1{,}200 \,.$$

Entre les phases 0,200 et 0,775 où l'absorption de l'enveloppe devient très importante (clichés W 1714 — 1874 — 2229 — 2910), les profondeurs optiques des raies considérées deviennent voisines de l'unité et même supérieures; nous ne pouvons plus alors déterminer le nombre d'atomes absorbants $N_{0,2}H$ à partir de la relation précédente, qui n'est valable que dans la partie linéaire de la courbe de croissance.

Toutefois, il est possible que l'éjection de matière qui provoque l'expansion de l'enveloppe, et que nous avons située aux phases $\phi = 0{,}350$ et $0{,}500 < \phi < 0{,}600$, augmente la densité de matière et le nombre d'atomes absorbants dans les couches responsables de la formation de raies d'hydrogène.

III. Profils des raies d'émission — Décrément Balmer

Nous avons établi, à partir de la raie H β, qu'il existe une corrélation étroite entre les profils d'émission et la cinématique de l'enveloppe pendant la pseudo-période de 7 ans, Delplace (1968). En 1967 nous retrouvons exactement les profils de 1960; la raie d'absorption de l'enveloppe est très large et diffuse, les deux composantes en émission sont égales et chacune d'elles semble double, comme si elle était perturbée en son centre par une absorption satellite.

Pendant la phase de contraction de l'enveloppe, alors que les vitesses radiales sont fortement positives, les profils présentent un aspect «anti P Cygni»: la composante en absorption de l'enveloppe, déplacée vers les grandes longueurs d'onde, est forte et fine; la composante violette de l'émission est très intense. Pendant la phase de dilatation, les phénomènes s'inversent pour l'émission, l'absorption de l'enveloppe s'affaiblit, les profils sont de type «P Cygni». En 1964, vers la phase 0,5 de la pseudo-période, les composantes en émission sont symétriques et le spectre d'absorption de l'enveloppe se trouve renforcé.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant de comparer entre elles les variations de profils des raies

Tableau 8. *Détermination de* $\log N_{0,2}H$

H	*W* 1125 $\log N_{0,2}H$	*W* 3292 $\log N_{0,2}H$
13	15,35	—
14	15,40	—
15	15,49	15,62
16	15,59	15,69
17	—	15,75
18	15,83	15,73
19	15,80	15,72
20	15,81	15,79
21	15,80	15,77
22	15,82	15,74
23	15,77	15,73
24	15,76	15,81
25	15,67	15,67
26	15,63	—
27	15,68	—
28	15,51	—

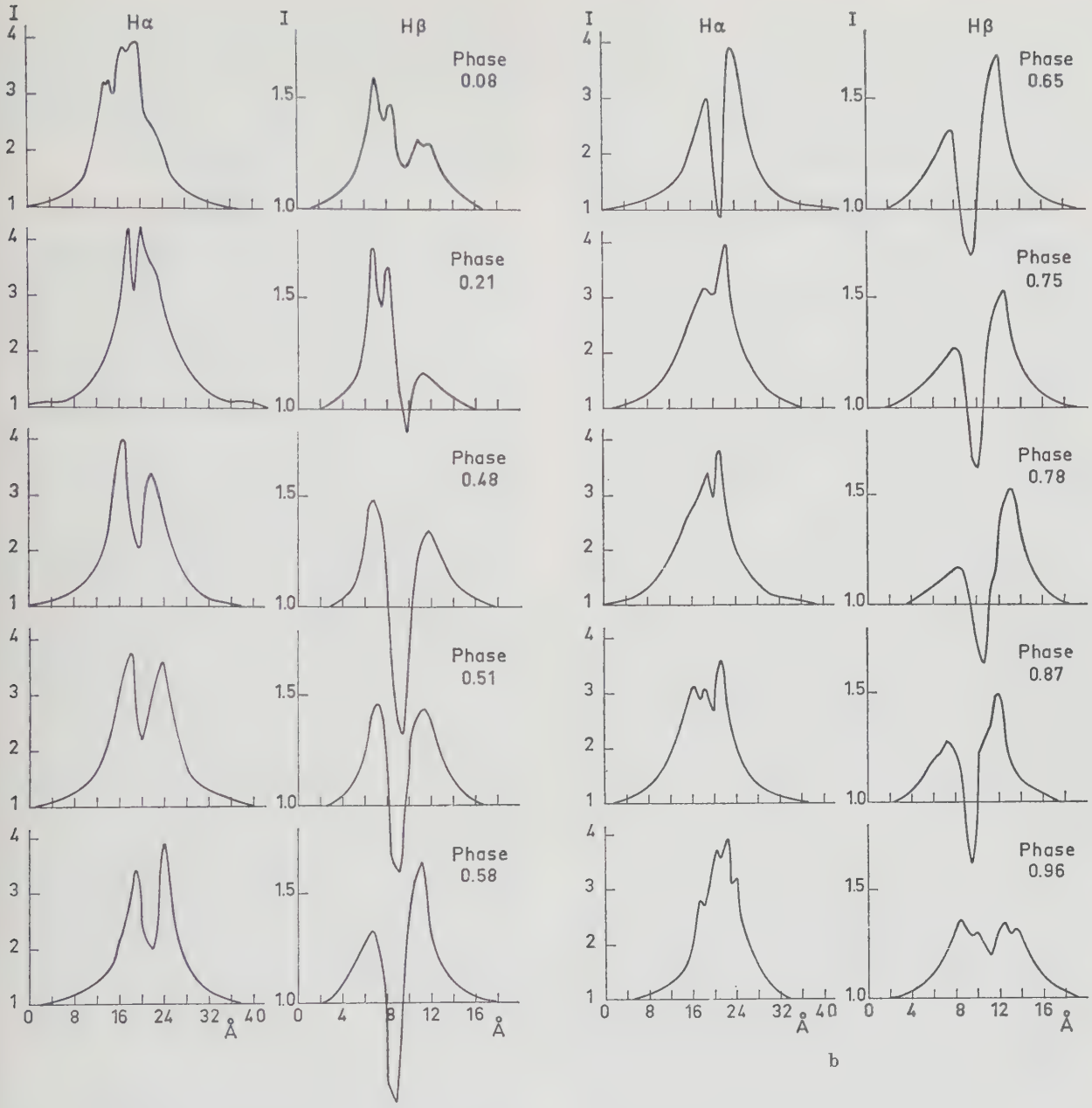

Fig. 6a et b. Variations des profils d'émission des raies H α et H β en fonction de la phase Φ de la pseudo-période

d'enveloppe de H α et de H β (Figs. 6a et b) au cours de la pseudo-période. Nous avons choisi des clichés de noircissement comparable, afin de réduire le plus possible les effets photographiques; car, sur les clichés de forte exposition, la largeur équivalente d'une raie intense se trouve surestimée. Nous avons préféré enregistrer les profils de H α au microdensitomètre Vassy plutôt qu'au microphotomètre Moll, qu'il est plus convenable d'utiliser pour des densités voisines de 0,5.

Quant à la raie H β, elle est située sur nos clichés dans un domaine spectral où la sensibilité de la plaque diminue. L'absorption de l'enveloppe affecte fortement le profil d'émission.

Pendant la pulsation de l'enveloppe (1960 — 1967) les raies H α et H β se comportent de façon analogue,

bien que la vitesse radiale de la raie d'absorption de H α soit différente de celle de la raie H β. L'examen des profils nous permet de remarquer les points suivants:

a) renforcement des raies d'absorption à la fin de la phase de contraction et au début de la phase d'expansion,

b) complexité des profils et apparition d'absorptions satellites au début de la retombée de l'enveloppe sur l'étoile,

c) présence d'une composante violette très intense en émission au maximum de la phase de contraction; inversion du phénomène pendant la phase d'expansion.

La largeur à la base des raies d'émission de H α et de H β reste constante au cours de la pulsation (1960 — 1967); elle est de 36 Å pour H α et 16 Å pour H β. Il semble que la raie H α soit moins intense pendant la phase d'expansion; nous n'avons malheureusement pas de clichés pris aux dates où van der Wel (1970) a noté une très forte variation d'intensité de cette raie.

La complexité de tels profils est due au changement du gradient de vitesse en fonction du temps et à la variation de la profondeur optique des couches où prennent naissance les raies d'absorption. La géométrie et la dynamique des enveloppes sont des facteurs très importants. Cependant il est extrêmement difficile d'étudier le transfert de rayonnement dans des atmosphères en mouvement et de calculer les profils d'émission.

Plusieurs travaux théoriques (Sobolev, 1960; Rublev, 1959 — 1960 — 1963; Rottenberg, 1952), basés sur ces considérations, ont conduit à des profils comparables aux profils observationnels; mais ils sont encore trop schématiques. Récemment Hummer et Rybicki (1968) ont repris l'étude des profils d'émission dans une atmosphère plan parallèle en expansion en résolvant l'équation de transfert pour un atome à deux niveaux. Ils ont montré que le gradient de vitesse diminuait et applatissait la fonction source, en permettant aux photons de s'échapper plus aisément. Dans le cas d'une expansion différentielle la raie s'élargit lorsque le gradient de vitesse augmente et le pic d'intensité se déplace vers les grandes longueurs d'onde.

De nos observations nous ne pouvons pas déduire s'il existe ou non des variations de largeur à la base des profils de raies d'émission, mais il est certain que les pics d'intensité se déplacent pendant la phase d'expansion.

D'autre part, il faut aussi tenir compte de l'influence de la densité dans l'enveloppe sur les profils d'émission. Marlborough (1969) a d'ailleurs calculé des profils de raies correspondant à des densités de $5{,}10^{11}$ et $5{,}10^{12}$ cm^{-3} qui représentent assez bien certains profils d'étoiles Be.

Mesure du décrément Balmer

Le décrément Balmer représente le rapport des intensités émises à H α et H β; nous le déterminons à partir des profils observationnels (Figs. 6a et b).

Pendant les phases d'expansion et de contraction, il n'est pas possible d'évaluer la contribution réelle de l'emission à cause de la dissymétrie des profils et de la force des raies d'absorption de l'enveloppe. Le profil d'émission de la raie H α ne peut à aucun moment être représenté par un profil de rotation, la largeur à la base étant beaucoup trop grande. Par contre, la raie H β représente, à certaines époques particulières, un profil symétrique que l'on peut considérer comme un profil de rotation de 250 km/s.

a) En 1960 et en 1967, au début de la phase de contraction (W 748) et à la fin de la phase d'expansion (W 3511), l'absorption de l'enveloppe est faible, le profil mesuré est voisin du profil réel.

b) En 1964, à la fin de la phase de contraction ($\phi = 0{,}5$), les ailes en émission sont symétriques par rapport à la composante en absorption qui est alors extrêmement forte.

Nous avons mesuré, sur nos profils, les largeurs équivalentes des raies d'émission apparente de H α et de H β; nous les avons exprimées en «Angströms équivalents» et nous les avons portées dans le Tableau 9 ainsi que la valeur du décrément Balmer correspondant.

Tableau 9. *Détermination du décrément Balmer* D.B.

Cliché	Phase	H α W Å	H β W Å	D.B.
W 748	0,08	32,4	3,05	3,7
1258	0,21	35,4	2,55	4,9
2163	0,48	31,0	2,2	4,9
2240	0,51	33,6	2,45	4,7
2384	0,58	27,4	2,8	3,5
2639	0,65	26,7	2,85	3,3
2866	0,75	30,1	2,5	4,2
2945	0,78	28,6	2,0	4,9
3171	0,87	26,8	2,3	4,0
3511	0,96	30,8	2,7	4,0

Nous avons choisi comme valeur du décrément Balmer celle que l'on obtient avec des profils d'émission symétriques (1960 — 1964 — 1967); le rapport des largeurs équivalentes des raies H α et H β est alors le plus faible

$$\frac{W(\mathrm{H}\alpha)}{W(\mathrm{H}\beta)} = 10{,}5\,.$$

Le rapport des flux émis à H α et H β étant de 0,35 pour le type d'étoile considéré, nous avons retenu comme valeur du décrément Balmer

$$\mathrm{D.B.} = \frac{\mathrm{H}\alpha}{\mathrm{H}\beta} = 3{,}6\,.$$

Conclusion

A cause de la difficulté du traitement théorique du transfert de rayonnement dans les atmosphères des étoiles Be dont le mécanisme et l'origine sont encore fort mal connus, nous sommes obligés de dégager, à partir d'études semi-qualitatives, les caractères physiques et dynamiques des enveloppes entourant ces étoiles, avant de construire un modèle théorique.

La vitesse de l'enveloppe de ζ Tauri oscille pseudo-périodiquement autour d'une valeur moyenne proche de la vitesse de l'étoile. Nous pouvons expliquer partiellement ce phénomène de la façon suivante: l'atmosphère de l'étoile présente des phases d'activité temporaires dont la cause physique est certes encore inconnue; cependant ces phases sont décelables à la fois par l'étude des vitesses radiales et des profils de raies. Elles sont présentes: 1) pendant la contraction de l'enveloppe lorsqu'il existe une opposition de la part des couches internes à la retombée des couches externes sur l'étoile; 2) elles sont aussi à l'origine de l'expansion de l'enveloppe puisque, au moment où la courbe de vitesse radiale descendante passe par la valeur 0 km/s, les vitesses radiales des raies des éléments formés dans des couches internes (Mg II, He I) sont plus négatives que celles des autres éléments formés à des niveaux plus élevés dans l'atmosphère. Les profils des raies métalliques sont alors fortement dissymétriques et on observe une apparition brève d'absorptions satellites violettes.

Il existe une très forte analogie dans le comportement de la «shell» de ζ Tauri et de celle de 48 Lib. En effet, si l'on se réfère aux travaux de Underhill et Geuverink (1969), l'enveloppe de 48 Lib est, elle aussi, animée de mouvements d'expansion et de contraction suivant une pseudo-période d'une dizaine d'années. Elle présente les mêmes variations spectrales, principalement pendant la phase d'expansion. Ceci nous laisse supposer que l'état physique et dynamique des enveloppes des étoiles Be peut caractériser une étape évolutive d'une étoile B.

Une pulsation de plusieurs années indique qu'après les mouvements d'expansion accompagnés de perte de masse, le système, étoile et enveloppe, se comporte de manière à retrouver une certaine stabilité qui n'est d'ailleurs que temporaire.

Il faut souligner l'influence de la densité électronique sur les profils et les largeurs équivalentes des raies des divers éléments situés dans l'enveloppe la plus froide, H, Ca II et Na I.

Les profils des raies d'émission de H α et de H β varient de façon régulière et en relation avec la phase d'oscillation de l'enveloppe. La valeur du décrément Balmer que nous avons trouvée pour ces raies, est tout à fait comparable à celle trouvée par Briot pour le type spectral B2 (1970).

Ces résultats nous laissent entrevoir la difficulté de construire un modèle théorique de cette étoile. Il faudrait tenir compte des variations, en fonction de la pseudo-période, du gradient de vitesse à l'intérieur de l'enveloppe, des variations d'épaisseur optique des diverses couches et de l'influence de la densité électronique.

Bibliographie

Aydin, C., Hack, M., Islik, S. 1965, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **36**, 331.

Ambartzumian, V. A. 1958, Theoretical Astrophysics. Pergamon Press p. 489.

Briot, D. 1970, Communication privée.

Chandrasekhar, S. 1934, *M.N.R.A.S.* **94**, 522.

Delplace, A. M. 1968, *Comptes Rendus Acad. Sci. Paris* **266**, 265.

Delplace, A. M. 1970, *Astron. Astrophys.* **7**, 68.

Gokgoz, A., Hack, M., Kendir, I. 1962, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **33**, 239.

Gokgoz, A., Hack, M., Kendir, I. 1963, *Mem. Soc. Astron. Italiana* **34**, 88.

Herman, R., Duval, M. 1961, *Publ. Obs. Haute Provence* **5**, n° 38.

Herman, R., Duval, M. 1963a, *Publ. Obs. Haute Provence* **6**, n° 28.

Herman, R., Duval, M. 1963b, *Publ. Obs. Haute Provence* **6**, n° 44.

Hynek, J. A., Struve, O. 1942, *Ap. J.* **96**, 425.

Lockyer, W. J. S. 1935, *M.N.R.A.S.* **96**, 230.

Losh, H. M. 1932, *Publ. Obs. Univ. Michigan* **4**, 1.

Marlborough, J. M. 1969, *Ap. J.* **156**, 135.

Pringle, J. K., MacNamara, D. H. 1962, *P.A.S.P.* **74**, 525.
Rottenberg, J. A. 1952, *M.N.R.A.S.* **92**, 125.
Rublev, S. R. 1959, *Soviet Astr.* **3**, 76.
Rublev, S. R. 1960, *Soviet Astr.* **4**, 780.
Rublev, S. R. 1963, *Soviet Astr.* **7**, 492.
Sobolev, V. V. 1960, Moving envelopes of stars, Harward Union Press. (Mass.)
Su Shu Huang, Struve, O. 1953, *Ap. J.* **118**, 463.
Underhill, A. B. 1952, *Publ. Dominion Astrophys. Obs.* **9**, 138.
Underhill, A. B., Geuverink, H. G. 1969, in Mass Loss from Stars, Ed. M. Hack, D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, p. 64.
Unsöld, A. 1954, Physik der Sternatmosphären 2ème édition, p. 481.
Van der Wel, Th. 1970, *Astron. Astrophys.* **4**, 341.

A. M. Delplace
Observatoire de Meudon
F-92 Meudon, France

Printed in Germany by Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen